

## Механизм протекания тока в омическом контакте Au—Ti—Al—Ti— $n^+$ -GaN в интервале температур 4.2—300 К

© А.В. Саченко<sup>+</sup>, А.Е. Беляев<sup>+</sup>, Н.С. Болтовец\*, Р.В. Конакова<sup>†</sup>, Л.М. Капитанчук<sup>‡</sup>,  
В.Н. Шерemet<sup>+</sup>, Ю.Н. Свешников<sup>#</sup>, А.С. Пилипчук<sup>•</sup>

<sup>+</sup> Институт физики полупроводников им. В.Е. Лашкарева Национальной академии наук Украины,  
03028 Киев, Украина

\* Государственное предприятие НИИ „Орион“,  
03057 Киев, Украина

<sup>‡</sup> Институт электросварки им. Е.О. Патона Национальной академии наук Украины,  
03068 Киев, Украина

<sup>#</sup> ЗАО „Элма-Малахит“,  
124460 Зеленоград, Москва, Россия

<sup>•</sup> Институт физики Национальной академии наук Украины,  
03028 Киев, Украина

(Получена 21 октября 2013 г. Принята к печати 28 ноября 2013 г.)

Экспериментально исследована и теоретически объяснена температурная зависимость удельного контактного сопротивления  $\rho_c(T)$  омических контактов Au—Ti—Al—Ti— $n^+$ -GaN в диапазоне температур  $T = 4.2\text{--}300$  К. Показано, что в низкотемпературной области измерений (4.2–50 К) наблюдается участок насыщения  $\rho_c(T)$ . С повышением температуры величина  $\rho_c$  уменьшается по экспоненциальному закону. Экспериментальная и расчетная зависимости  $\rho_c(T)$  согласуются между собой. Полученные результаты позволяют сделать вывод о полевой природе токопереноса на участке насыщения  $\rho_c(T)$  и термополевой — на экспоненциальном.

### 1. Введение

С момента начала разработок широкого класса полупроводниковых приборов, интегральных схем и их освоения в промышленном производстве изучению омических контактов уделялось не меньше внимания, чем получению и совершенствованию полупроводниковых материалов и структур [1–7]. Вплоть до настоящего времени, особенно в связи с использованием широкозонных полупроводников, например, нитридов элементов III группы и их твердых растворов, отмеченное внимание не ослабевает. Это обусловлено многообразием явлений в контактах и на границах раздела фаз, сложностью их расчетов и однозначной интерпретации. Оказалось, что температурные зависимости удельного контактного сопротивления омических контактов,  $\rho_c(T)$ , даже для такого основательно исследованного материала, как кремний, изучены не досконально, меньше информации или она совсем отсутствует о зависимости  $\rho_c(T)$  для омических контактов к GaN, AlN, InN. Практически отсутствуют данные об особенностях температурной зависимости  $\rho_c(T)$  в области температур  $T < 80$  К. В то же время существует явная необходимость в такой информации для широкого круга специалистов, занимающихся как фундаментальными исследованиями нитридов элементов III группы и приборов на их основе в области низких температур (квантовый эффект Холла и эффект Шубникова–де-Гааза [8], физика электронного транспорта в полевых транзисторах терагерцового диапазона [9], магнитополевые эффекты в НЕМТ [10]), так и специалистов, использующих со-

ответствующих приборы в различных задачах прикладной криоэлектроники [11]. Для восполнения указанного недостатка в данной работе экспериментально исследована температурная зависимость  $\rho_c(T)$  омических контактов Au—Ti—Al—Ti— $n^+$ -GaN в широком интервале температур, от 4.2 до 300 К. В простой модели выполнен расчет температурных зависимостей  $\rho_c(T)$  для указанного контакта. Между экспериментальными и расчетными зависимостями получено достаточно хорошее согласие.

### 2. Образцы и методы исследования

Монокристаллические эпитаксиальные пленки  $n^+ - n - n^+ - \text{GaN}$  на подложках  $\text{Al}_2\text{O}_3$  были выращены в ЗАО „Элма-Малахит“ (г. Зеленоград, Россия) методом МОС-гидридной эпитаксии (metalorganic chemical vapor deposition, MOCVD). Параметры верхнего  $n^+$ -слоя — концентрация  $n^+ \approx 3 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ , толщина  $d_{n^+} \approx 0.9 \text{ мкм}$ ,  $n$ -слоя — концентрация  $n \approx 8 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ , толщина  $d_n \approx 1.5 \text{ мкм}$ , буферного слоя — концентрация  $n^+ \approx 3 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ , толщина  $d_{n^+} \approx 3 \text{ мкм}$ . Толщина подложки  $\text{Al}_2\text{O}_3$  была  $\sim 400 \text{ мкм}$ , плотность дислокаций  $\gtrsim 10^8 \text{ см}^{-2}$ .

Омические контакты создавались вакуумным напылением металлов Ti(30 нм)—Al(100 нм)—Ti(40 нм)—Au(100 нм) в одном технологическом цикле с быстрой термической обработкой (БТО) при температуре  $T_a = 900^\circ\text{C}$  в течение 30 с.

До и после БТО на тестовых структурах, сформированных с помощью фотолитографии, измерялись вольт-амперные характеристики (ВАХ) и удельное контактное сопротивление  $\rho_c$  омических контактов. Зависимость

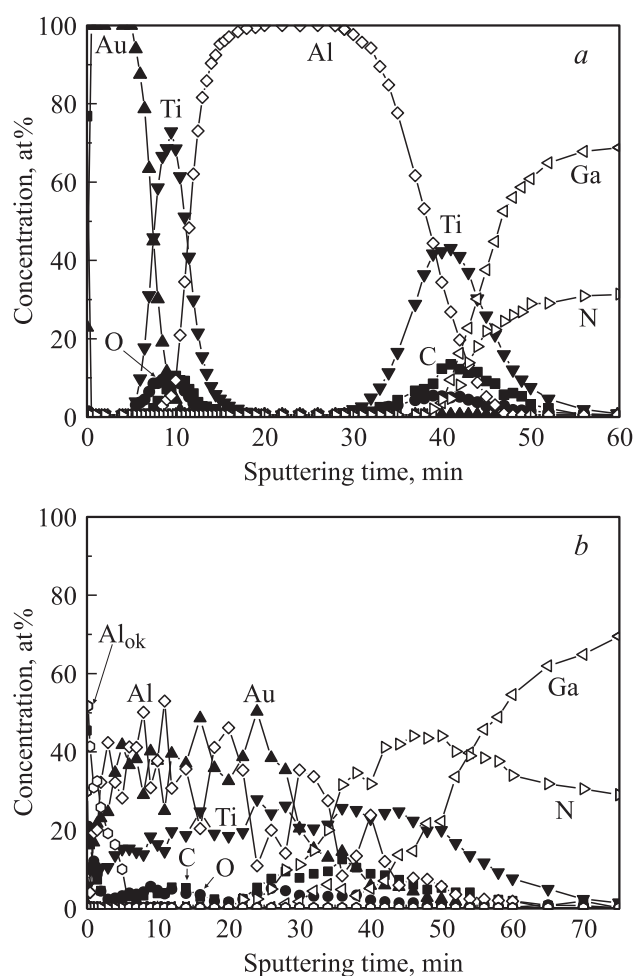
<sup>†</sup> E-mail: konakova@isp.kiev.ua

$\rho_c(T)$  омических контактов измерялась методом TLM (transmission line method) [12] на корпусированных образцах в диапазоне температур 4.2–300 К.

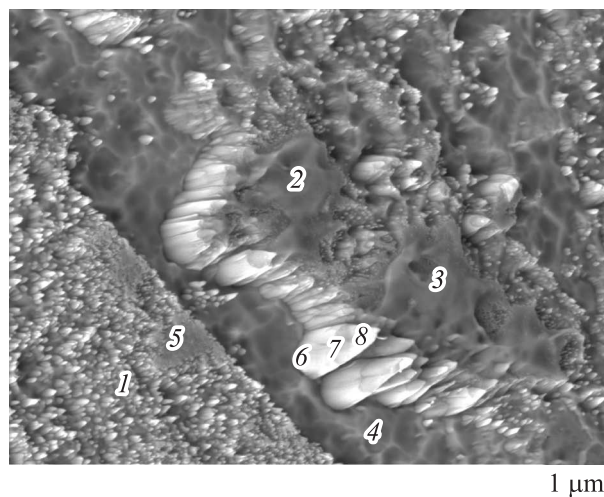
Стабилизация температуры обеспечивалась системой УТРЕКС К25в. Контроль температуры осуществлялся с помощью двух терморезистивных датчиков. Стабилизация для диапазона  $T < 30$  К обеспечивалась на уровне не хуже 0.05 К, для диапазона 30–100 К — не хуже 0.1 К, для диапазона  $> 100$  К — на уровне 0.5 К.

### 3. Морфологические особенности поверхности контактной металлизации до и после быстрой термической обработки

Исходный образец Au–Ti–Al–Ti– $n^+$ -GaN имеет достаточно однородную структуру верхнего слоя металлизации (пленка Au). После удаления ионным травлением всех слоев контактной металлизации наблюдается развитая ячеистая структура поверхности  $n$ -GaN. Профили



**Рис. 1.** Профили распределения компонентов контактной структуры Au–Ti–Al–Ti– $n^+$ -GaN до (а) и после БТО при  $T_a = 900^\circ\text{C}$  (б).  $\text{Al}_{\text{ок}}$  — алюминий окисленный.



**Рис. 2.** Морфология поверхности границы раздела контактообразующий слой–GaN в контактной структуре Au–Ti–Al–Ti– $n^+$ -GaN после БТО при  $T_a = 900^\circ\text{C}$ .

распределения компонентов исходной контактной металлизации характеризуются слоевой структурой (рис. 1, а).

После БТО при  $T_a = 900^\circ\text{C}$  в течение 30 с вся толщина контактной металлизации по данным спектроскопии (рис. 1, б) представляет собой сильно неоднородную область перемешивания компонентов металлизации и полупроводника. Особый интерес в этом случае представляет морфология поверхности границы раздела контактообразующий слой–GaN (рис. 2). Из приведенных на рис. 1, б и в таблице данных видно, сколь неоднородна поверхность полупроводника как по составу, так и по структуре. Наряду с участками 1, 4 (рис. 2), т.е. поверхностями, состоящими преимущественно из GaN, имеются области 2, 3, состоящие из конгломератов твердого раствора Al–Ti–Au, обогащенного Ga и содержащего до 15–23% азота, а также участки со столбчатой структурой переменного состава по высоте столбика (см. участки 6, 7, 8). Содержание металлических компоненты в таком столбике (Au, Al, Ti) на его острие возрастает на 1.5–2 порядка по сравнению с основанием. Судя по литературным данным

Элементный состав поверхности границы раздела контактообразующий слой– $n^+$ -GaN после БТО при  $T_a = 900^\circ\text{C}$

Образец	Концентрация, ат%				
	N	Al	Ti	Ga	Au
1	48.51	0.04	0.00	51.38	0.07
2	23.44	8.36	13.07	47.84	7.29
3	15.51	14.85	16.42	40.44	12.78
4	48.92	0.00	0.38	50.63	0.06
5	45.26	1.83	4.77	46.81	1.33
6	48.45	0.28	0.08	50.99	0.19
7	47.15	0.92	3.46	47.61	0.86
8	14.59	37.33	4.51	16.05	27.52

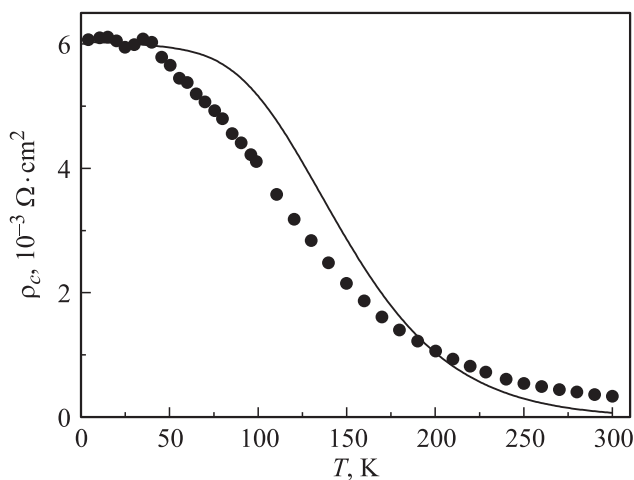
и технологическим разработкам, контакты к  $n$ -GaN на основе контактообразующей композиции Ti/Al с описанной выше морфологией поверхности границы раздела металл–GaN являются типичными [2–4,13,14] и существенно влияют на проведение дальнейших технологических процессов (например, фотолитографии, сборки активных элементов в корпус).

#### 4. Электрические характеристики омических контактов Au–Ti–Al–Ti– $n^+$ -GaN

Вольт-амперные характеристики исходных контактных структур были линейными. Удельное контактное сопротивление таких структур было  $\lesssim 0.7 \text{ Ом} \cdot \text{см}^2$ . После БТО во всем измеряемом диапазоне температур ВАХ были линейными, а  $\rho_c$  при комнатной температуре составляло  $\sim (2-3) \cdot 10^{-4} \text{ Ом} \cdot \text{см}^2$ . На рис. 3 приведена зависимость  $\rho_c(T)$  для исследуемых омических контактов. Как видно из рис. 3, при  $T \leq 50 \text{ К}$  зависимость  $\rho_c(T)$  практически насыщается ( $\rho_c$  не зависит от температуры), что характерно для полевого механизма токопрохождения. Этот механизм обеспечивается сильным вырождением полупроводника в приконтактной области, а также чисто туннельным прохождением электронов через барьер. При  $T > 50 \text{ К}$   $\rho_c(T)$  убывает с ростом температуры. Перестроив зависимость  $\rho_c(T)$  в координатах  $\rho_c = f(10^3/T)$ , легко убедиться в том, что при  $T > 70 \text{ К}$  зависимость  $\rho_c(T)$  является экспоненциальной. В этом случае токопрохождение определяется термополевым механизмом.

#### 5. Обсуждение результатов эксперимента

Проанализируем полученные экспериментальные зависимости  $\rho_c(T)$ . Туннельный ток в окрестности  $T = 0 \text{ К}$



**Рис. 3.** Зависимость  $\rho_c(T)$  для омических контактов Au–Ti–Al–Ti– $n^+$ -GaN: точки — эксперимент, сплошная линия — расчет по формуле (3).

описывается выражением, полученным в работе Падовани и Стреттона [15]. Отметим, что при  $T = 0$  плотность туннельного тока  $J_{FE}$  можно записать в следующем виде:

$$J_{FE} = qN_dV_{T0} \left[ \exp\left(-\frac{\varphi_b - E_{f\text{lim}} - qV}{E_{00}}\right) - \exp\left(-\frac{\varphi_b - E_{f\text{lim}}}{E_{00}}\right) \right], \quad (1)$$

где  $q$  — элементарный заряд,  $N_d$  — концентрация электронов, равная концентрации мелких доноров,  $V_{T0} = q^2/h\varepsilon_0\varepsilon_s\kappa^2$  — скорость прохождения электронов через контакт,  $\kappa = \lg[4(\varphi_b - E_{f\text{lim}})/E_{f\text{lim}}]$  — коэффициент порядка 1,  $E_{f\text{lim}} = (3\pi^2)^{2/3}\hbar^2N_d^{2/3}/2m_n^*$  — предельная энергия Ферми для сильно вырожденного полупроводника [16],  $E_{00} = 0.054[(m_0/m^*)(N_d/10^{20})(11.7/\varepsilon_s)]^{0.5}$  — характеристическая энергия туннелирования (в эВ),  $m_n^*$  — эффективная масса электрона,  $\hbar(h)$  — постоянная Планка,  $\varphi_b$  — потенциальная энергия электрона, т.е. высота барьера (в эВ),  $V$  — приложенное напряжение,  $\varepsilon_s$  — диэлектрическая проницаемость полупроводника,  $\varepsilon_0$  — диэлектрическая проницаемость вакуума.

Обобщим выражение для тока, протекающего через контакт с вырожденным полупроводником, на случай  $T \neq 0$ . Сделаем это, заменив выражение для  $E_{00}$  на  $E_0 = E_{00} \text{cth}(E_{00}/kT)$  ( $k$  — постоянная Больцмана), что, согласно [17], позволяет описать участок термополевой эмиссии. Учтем также зависимость скорости прохождения электронов через контакт ( $V_T$ ) и энергии Ферми ( $E_f$ ) от температуры, используя общее выражение для тока полевой эмиссии, приведенное в [15]. В результате для плотности тока получим

$$J_F^*(T) = qN_dV_T(T) \left[ \exp\left(-\frac{\varphi_b - E_f(T) - qV}{E_0(T)}\right) - \exp\left(-\frac{\varphi_b - E_f(T)}{E_0(T)}\right) \right], \quad (2)$$

где  $V_T(T) = 2\pi A(m_n^*/m_0)TE_{00}/[\kappa k \sin(\kappa\pi kT/2E_{00})qN_d]$ ,  $A$  — постоянная Ричардсона.

При  $T = 0$  выражение (2) переходит в (1), однако при  $T \neq 0$  оно отличается от выражения для туннельного тока, приведенного в [15]. Отличие заключается в том, что в работе Падовани–Стреттона [15] вместо  $E_0(T)$  фигурирует  $E_{00}$ . В случае, когда полупроводник сильно вырожден как при низких, так и при высоких температурах, имеет место достаточно хорошее равенство  $E_0(T) \approx E_{00}$ . Однако для не сильно вырожденных полупроводников в области достаточно высоких температур  $E_0(T) < E_{00}$ , и это приводит к тому, что экспоненциальные члены, в согласии с [17], совпадают с таковыми для случая термополевого тока.

Выражение для контактного удельного сопротивления  $\rho_c(T)$  получается дифференцированием плотности тока (2) по приложенному смещению и после дифференцирования принимает вид

$$\rho_c(T) = \frac{E_0(T)}{q^2N_dV_T(T)} \left[ \exp\left(\frac{\varphi_b - E_f(T)}{E_0(T)}\right) \right]. \quad (3)$$

Температурная зависимость  $E_f(T)$  находится из уравнения электрической нейтральности полупроводника вида

$$N_d = n = \frac{2}{\sqrt{\pi}} N_c \left( \frac{T}{300} \right)^{3/2} \int_0^{\infty} \frac{x^{0.5}}{1 + \exp(x - \varepsilon_f)} dx, \quad (4)$$

где  $N_c$  — эффективная плотность состояний в зоне проводимости при  $T = 300$  К,  $\varepsilon_f(T) = E_f(T)/kT$ ,

Теоретическая кривая на рис. 3 построена с использованием формулы (3). Как видно из рисунка, согласие между экспериментальной и теоретической зависимостями достаточно хорошее. В области температур от 4.2 до 40 К величина  $\rho_c$  постоянна, а при  $T \leq 65$  К  $E_0 \approx E_{00}$ . При  $T > 65$  К начинается более сильный спад теоретической кривой для  $\rho_c(T)$ , и этот участок соответствует термополевой эмиссии. Особенностью теоретической кривой является то, что для ее реализации нужен всего один параметр ( $\phi_b$ ), равный 0.36 эВ.

## 6. Заключение

Несмотря на сравнительно высокую неоднородность границы раздела контактообразующий слой– $n^+$ -GaN, омичность контактов Au–Ti–Al–Ti– $n^+$ -GaN сохраняется во всем диапазоне температур измерения 4.2–300 К. Полученные экспериментальные результаты и их теоретическая обработка свидетельствуют о полевой природе токопрохождения на участке насыщения  $\rho_c(T)$  в области температур 4.2–50 К для омических контактов к GaN с вырожденным  $n^+$ -слоем в приконтактной области полупроводника и термополевой в области температур от 50 до 300 К.

## Список литературы

- [1] *Ohmic Contacts to Semiconductor*, ed. by B. Schwartz (Electrochem Soc. Inc., 1969).
- [2] Т.В. Бланк, Ю.А. Гольдберг. ФТП, **41** (11), 1281 (2007).
- [3] R. Quay. *Gallium Nitride Electronics* (Springer-Verlag, Berlin, Heidelberg, 2008).
- [4] А.Г. Васильев, Ю.В. Колковский, Ю.А. Концевой. *СВЧ транзисторы на широкозонных полупроводниках* (М., Техносфера, 2011).
- [5] М.Г. Мильвидский, В.Б. Освенский. *Структурные дефекты в эпитаксиальных слоях полупроводниковых приборов* (М., Металлургия, 1985).
- [6] А.Н. Ковалев. *Транзисторы на основе полупроводниковых гетероструктур* (М., Изд. дом МИСиС, 2011).
- [7] К.Л. Ерншерлова, А.В. Лютцау, Л.Ф. Сейдман, Э.М. Темпер, А.М. Коновалов, В.В. Пицагин. В сб.: *Нитриды галлия, индия и алюминия — структуры и приборы. Тез. докл. 9-й Всеросс. конф.* (М.–СПб., 2013) с 273.
- [8] W. Knap, S. Contreras, H. Alause, S. Skierbiszewski, J. Camassel, M. Dyakonov, J.L. Robert, J. Yang, Q. Chen, M. Asif Khan, M.L. Sadowski, S. Huant, F.H. Yang, M. Goiran, J. Leotin, M.S. Shur. Appl. Phys. Lett., **70** (16), 2123 (1997).
- [9] O.A. Klimenko, W. Knap, B. Iniguez, D. Coquillat, Y.A. Mityagin, F. Teppe, N. Dyakonova, H. Videllier, D. But, F. Lime, J. Marczewski, K. Kucharski. J. Appl. Phys., **112** (1), 014506 (2012).
- [10] R. Tauk, J. Lusakowski, W. Knap, A. Tiberj, Z. Bougrioua, M. Azize, P. Lorenzini, M. Sakowicz, K. Karpierz, C. Fenouillet-Beranger, M. Casse, C. Gallon, F. Boeuf, T. Skotnicki. J. Appl. Phys., **102** (10), 103701 (2007).
- [11] В.Н. Алфеев, П.А. Бахтин, А.А. Васенков, И.Д. Войтович, В.И. Махов. *Интегральные схемы и микроэлектронные устройства на сверхпроводниках* (М., Радио и связь, 1985).
- [12] D.K. Schroder. *Semiconductor Material and Device Characterisation* (Wiley, New Jersey, 2006).
- [13] S. Noor Mohammad. J. Appl. Phys., **95** (12), 7970 (2004).
- [14] S. Fernández, R. Peña, M.T. Rodrigo, J. Plaza, M. Verdú, F.J. Sánchez, M.T. Montojo. Appl. Phys. Lett., **90** (8), 083504 (2007).
- [15] F.A. Padovani, R. Stratton. Sol. St. Electron., **9** (7), 695 (1966).
- [16] А.И. Ансельм. *Введение в теорию полупроводников* (СПб., Лань, 2008).
- [17] *Contacts to Semiconductors. Fundamentals and Technology*, ed. by L.J. Brillson (Noyes Publications, Park Ridge, New Jersey, USA, 1993) p. 29.

Редактор Л.В. Шаронова

## Mechanism of current in the 4.2–400 K temperature range for Au–Ti–Al–Ti– $n^+$ -GaN ohmic contact

A.V. Sachenko<sup>+</sup>, A.E. Belyaev<sup>+</sup>, N.S. Boltovets\*, R.V. Konakova<sup>†</sup>, L.M. Kapitanchuk<sup>‡</sup>, V.N. Sheremet<sup>+</sup>, Yu.N. Sveshnikov<sup>#</sup>, A.S. Pilipchuk<sup>•</sup>

<sup>+</sup> V. Lashkaryov Institute of Semiconductor Physics, National Academy of Sciences of Ukraine, 03028 Kyiv, Ukraine

\* State Enterprise Research Institute „Orion“, 03057 Kyiv, Ukraine

<sup>‡</sup> Paton Electric Welding Institute, National Academy of Sciences of Ukraine, 03068 Kyiv, Ukraine

<sup>#</sup> Close Corporation „Elma-Malachite“, 124460 Zelenograd, Moscow, Russia

<sup>•</sup> Institute of Physics, National Academy of Sciences of Ukraine, 03028 Kyiv, Ukraine

**Abstract** We studied experimentally and explained theoretically the temperature dependence of contact resistivity,  $\rho_c(T)$ , in the 4.2–300 K temperature range for Au–Ti–Al–Ti– $n^+$ -GaN ohmic contacts. It is shown that the  $\rho_c(T)$  curve flattens out in the low-temperature part (4.2–50 K) of the temperature range. As temperature grows, the contact resistivity  $\rho_c$  decreases exponentially. The calculated and experimental dependences  $\rho_c(T)$  agree each with other. The results obtained enable one to draw a conclusion on field nature of current flow mechanism at the saturation part of  $\rho_c(T)$  curve and thermal field mechanism at the exponential part.